

Capítulo 7

Temas contemporáneos de física atómica.

Hasta ahora hemos estudiado la estructura electrónica de los átomos, partiendo de la ecuación de Schrödinger. Sabemos que solo para hidrógeno tenemos expresiones analíticas cerradas, y que para átomos con más de un electrón tenemos que emplear métodos aproximados para obtener su solución. También hemos hecho una descripción básica de la interacción entre los átomos y la radiación electromagnética. Demostramos que del estudio espectroscópico de los átomos podemos obtener información muy útil sobre su estructura electrónica y también sobre propiedades de un conjunto de átomos en un gas, como son su presión o su temperatura. Los átomos sirven también como patrón de medida. Michelson fue de los primeros en notar ésto. As por ejemplo utilizó un interferómetro para medir con precisión la longitud de onda de una transición atómica en kriptón en función del metro patrón de Paris y esta medición sirvió durante algún tiempo para redefinir el metro. Por otra parte la frecuencia característica de absorción en cesio entre dos niveles hiperfinos del estado base sirve para definir el segundo. La espectroscopía atómica de precisión es una herramienta fundamental en la metroología contemporánea. Los átomos también han sido excelentes laboratorios para poner a prueba distintas ideas sobre la física. Así por ejemplo, la separación entre los niveles $2s_{1/2}$ y $2p_{1/2}$ en hidrógeno atómico medida por Lamb sirvió para estudiar los efectos del campo de radiación electromagnética en la estructura de sistemas electrónicos y fue fundamental en el establecimiento de la electrodinámica cuántica. En los átomos se pueden hacer los *experimentos mentales* que los creadores de la mecánica cuántica usaron de ejemplo para

estudiar los fundamentos de la mecánica cuántica. En este capítulo estudiaremos algunos ejemplos de estos usos de los átomos en los que se pone a prueba los fundamentos de la mecánica cuántica. En este capítulo presentaremos algunos ejemplos en los que se han utilizado recientemente estudios de interacción de radiación con átomos para hacer espectroscopia de precisión o para poner a prueba ideas fundamentales de la física. En estos ejemplos los láseres también juegan un papel muy importante.

7.1. Espectroscopia de precisión.

Una de las principales limitaciones para hacer mediciones espectroscópicas de precisión es el ensanchamiento de las líneas espectrales. Podemos contar con un láser con un ancho de emisión muy angosto pero si en la respuesta de los átomos actúan los mecanismos de ensanchamiento no se podrán medir bien sus frecuencias características, y por tanto las diferencias entre niveles de energía.

Hemos visto que para átomos en un gas el mecanismo de ensanchamiento es debido al movimiento y da lugar al ancho Doppler de las líneas espectrales. Se han desarrollado experimentos en los que es posible suprimir, o al menos minimizar, el ensanchamiento Doppler. Describiremos a continuación algunos de estos experimentos.

7.1.1. Espectroscopias libres de Doppler.

Una manera de reducir significativamente el ancho Doppler es obligar a los átomos que se van a estudiar a moverse con velocidad perpendicular al haz de radiación con el que se hace la espectroscopia. Para lograrlo se necesita construir un sistema que pueda producir un haz atómico (del tipo, por ejemplo, del que emplearon Stern y Gerlach para sus experimentos). La idea básica es, en una cámara de vacío colocar un recipiente que contiene el gas a una presión mayor, y dejarlo escapar por un orificio. Frente al orificio se pueden colocar colimadores (rendijas) que permiten definir mejor la trayectoria que seguirán los átomos. Es importante trabajar en vacío para garantizar que el camino libre medio de los átomos sea grande, de tal manera que una vez que dejaron el recipiente se muevan en trayectoria rectilínea a menos que choquen con alguno de los colimadores. Una vez que se tiene el haz atómico con una trayectoria definida se cruza a 90° con el haz de radia-

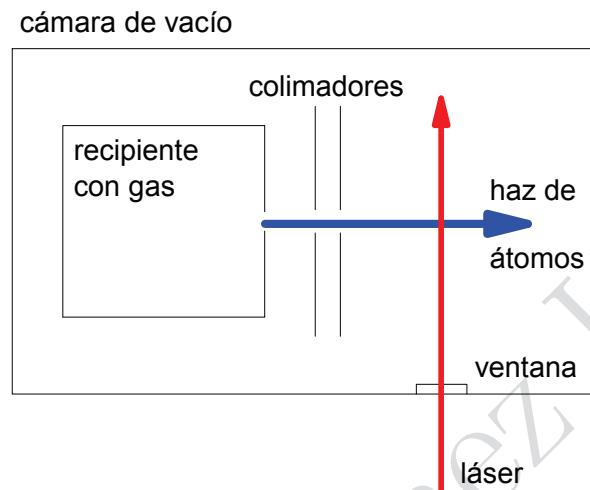


Figura 7.1: Espectroscopía de haz atómico para suprimir el ensanchamiento Doppler.

ción (microondas o un láser). También debe haber forma de detectar cuando se da la absorción de la radiación por los átomos. Por ejemplo, si se emplea un láser para excitar a los átomos en el haz éstos pueden decaer por emisión espontánea, y uno puede detectar esta absorción midiendo la fluorescencia inducida por el láser en el haz. Un esquema de este tipo de experimentos libres de ensanchamiento Doppler se muestra en la figura 7.1

Hay otras formas muy ingeniosas de hacer espectroscopía libre de Doppler en un gas cuando se cuenta con un láser de ancho espectral reducido y cuya frecuencia puede ser sintonizada. El dispositivo se muestra en la figura 7.2. Supongamos que los átomos se encuentran confinados en la celda de absorción, y que se divide el haz del láser en dos haces que se contrapropagan. El haz de izquierda a derecha es de menor intensidad y se llama haz de prueba.

El haz de derecha a izquierda es de mayor intensidad y se llama de saturación. Por un momento supongamos que solo tenemos el haz de prueba, y medimos su intensidad después de que pasa por la celda a medida que barremos su frecuencia. Si la frecuencia está lejos de resonancia los átomos no absorberán radiación, y por tanto la intensidad que se detecte será la misma que si no hubiera átomos en la celda. A medida que la frecuencia del láser se acerque a la frecuencia de absorción de los átomos por efecto Doppler algunos de ellos empezarán a absorber, y por tanto la intensidad medida del láser disminuirá. Si se hace una gráfica de la intensidad medida después de la celda en función de la frecuencia tendrá un *pozo Doppler* como el que se muestra en la figura 7.3a. Consideremos ahora el efecto del láser de saturación. Un átomo en el gas que se mueve con velocidad arbitraria \vec{v} con componente v_z en la dirección de propagación de los haces verá ambas frecuencias ligeramente corridas respecto a la frecuencia en el marco de referencia del laboratorio. Por ejemplo el átomo de la figura "verá" la frecuencia del haz de saturación ligeramente hacia el azul, y la frecuencia del haz de prueba ligeramente corrida hacia el rojo. Solo átomos que no tienen componente de velocidad en la dirección z "verán" la misma frecuencia, que es la del laboratorio, en los dos haces. Veamos ahora cuál es el comportamiento de estos átomos con velocidad longitudinal cero a medida que la frecuencia del láser se acerca a resonancia. Sabemos que la probabilidad de absorción de la radiación es proporcional a la intensidad. Como el haz de saturación es más intenso que el de prueba, los átomos con velocidad longitudinal cero absorberán luz del haz de saturación preferentemente. El haz de prueba encontrará entonces menos átomos en el estado base y por tanto será menos absorbido. Se observará entonces un aumento en la intensidad que se mide en el láser de prueba a medida que la frecuencia se acerca a la resonancia atómica, tal y como se muestra en la figura 7.3b. A este pico que aparece en medio del pozo Doppler se le llama pico de Lamb. Variantes de esta espectroscopía de absorción saturada utilizan la anisotropía que un láser de bombeo circularmente polarizado genera en el gas de átomos. Si el haz de prueba es linealmente polarizado esta anisotropía, y por tanto la absorción libre de Doppler, se reflejará en una rotación en la dirección de polarización.

En algunos casos es posible realizar espectroscopía libre de Doppler haciendo que el átomo absorba dos fotones de manera simultánea. Tomemos como ejemplo los estados $1s$ y $2s$ en hidrógeno. Sabemos que no hay transiciones dipolares eléctricas entre estos estados y que el $2s$ es un estado metaestable. Sin embargo, si se tienen dos fotones, cada uno a la mitad de la

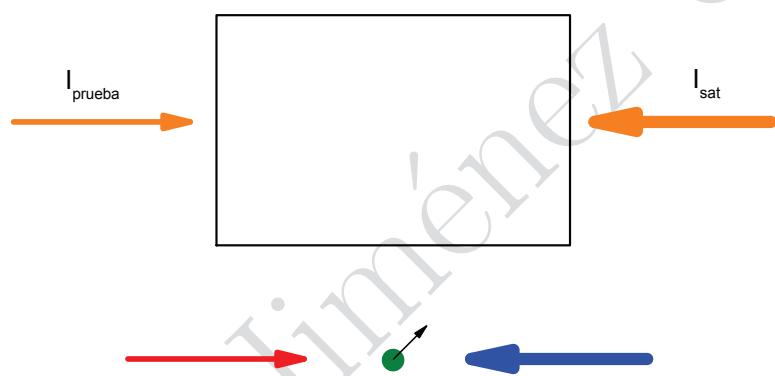


Figura 7.2: Espectroscopía de absorción saturada.

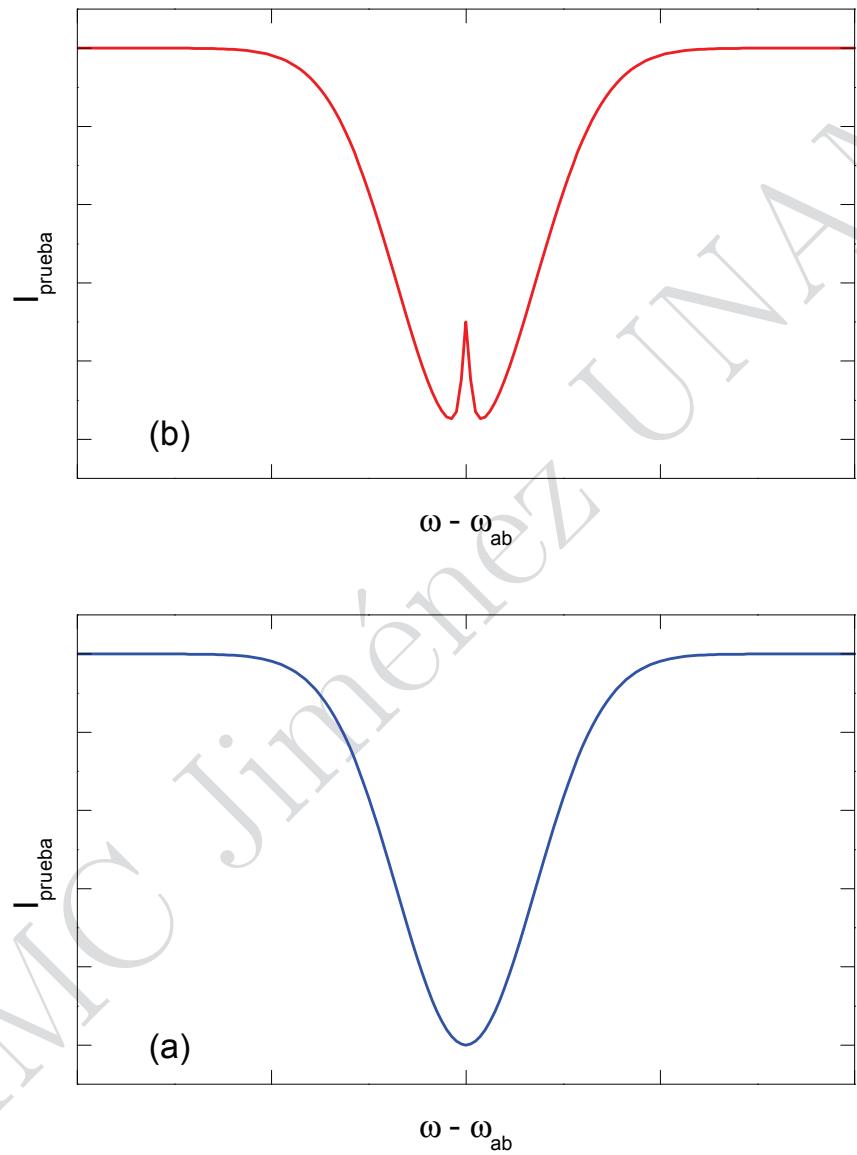


Figura 7.3: Pozo Doppler de absorción sin (a) y con pico de Lamb (b).

frecuencia entre estos niveles, es posible inducir una transición de dos fotones. Supongamos ahora que se tiene una celda llena con átomos de hidrógeno (algo que no es fácil, ya que un gas de hidrógeno es molecular) y que se divide en partes iguales el haz de un láser que emite a una frecuencia cercana a la mitad de la diferencia entre los estados $1s$ y $2s$ (algo que tampoco es fácil, ya que esta frecuencia corresponde a $10.2/2 = 5.1\text{ eV}$ y se encuentra en el ultravioleta, donde son escasos y caros los láseres). Consideremos a un átomo que se mueve con velocidad \vec{v} en presencia de los dos haces contrapropagándose. Por efecto Doppler el átomo "verá" a una de las frecuencias corrida hacia el rojo y la otra hacia el azul, pero el corrimiento será en valor absoluto el mismo. Esto es, para un haz la frecuencia en el marco de referencia del átomo es

$$\omega = \omega_0 \left(1 - \frac{v_z}{c}\right) \quad (7.1)$$

mientras que para el otro haz la frecuencia corrida es

$$\omega = \omega_0 \left(1 + \frac{v_z}{c}\right) \quad (7.2)$$

La suma de las dos frecuencias en el marco de referencia del átomo es igual a la suma de frecuencias en el laboratorio. Por tanto cualquier átomo podrá absorber dos fotones siempre y cuando $2\omega_0$ sea igual a la frecuencia resonante del átomo. Se puede hacer espectroscopía libre de Doppler con dos fotones. Varias versiones del experimento aquí descrito para hidrógeno fueron realizadas por T. Hänsch para medir con mucha precisión la separación entre los estados $1s$ y $2s$. Esto les permitió, entre otras cosas, medir por primera vez el corrimiento Lamb del estado $1s$ en hidrógeno y en deuterio. También se han hecho experimentos sin Doppler con dos fotones en otros átomos. Es posible hacerlos con dos haces a la misma frecuencia, o tomándolos de dos láseres de frecuencias distintas, siempre y cuando la suma de frecuencias sea igual a la frecuencia resonante.

7.2. El átomo de tres niveles.

Aquí desarrollaremos con bastante detalle un caso especial de un átomo de tres niveles interactuando con *dos* ondas electromagnéticas. Para fijar ideas supongamos que tenemos el caso que se muestra en la figura 7.4 en el que los tres niveles se encuentran acomodados en lo que se conoce como la configuración *en lambda*, esto es $E_2 > E_3$ y $E_2 > E_1$. Supondremos también

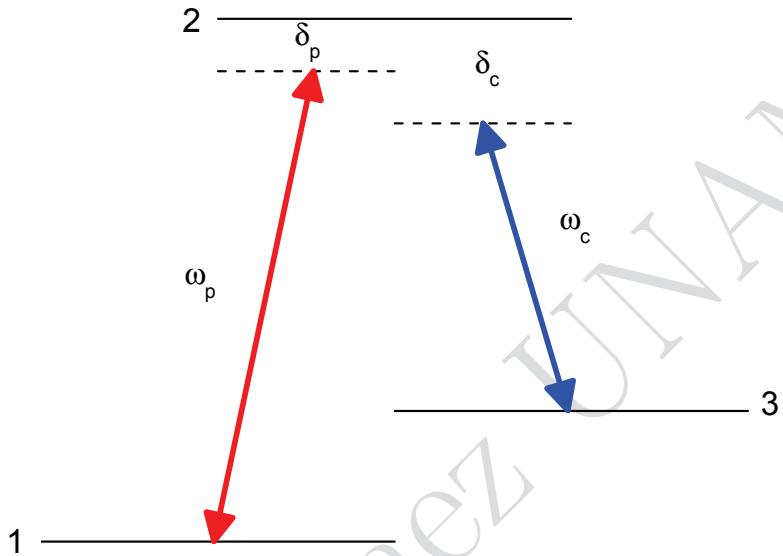


Figura 7.4: Esquema de tres niveles en configuración lambda.

que en la aproximación dipolar eléctrica hay transiciones permitidas entre los estados 1 y 2 y entre los estados 2 y 3. Por consiguiente no hay transiciones dipolares eléctricas entre 1 y 3 (¿por qué?). El átomo se encuentra en presencia de dos ondas electromagnéticas de frecuencias angulares ω_p y ω_c casi resonantes con las transiciones $1 \leftrightarrow 2$ y $2 \leftrightarrow 3$ respectivamente. Esto es $\omega_p \approx \omega_{21}$ y $\omega_c \approx \omega_{23}$.

Escribimos la función de onda del átomo como

$$\psi = c_1\phi_1 + c_2\phi_2 + c_3\phi_3 \quad (7.3)$$

donde los coeficientes satisfacen (ecuación 6.13 para tres niveles):

$$\begin{aligned} \dot{c}_1 &= -\frac{i}{\hbar}c_2 \exp[-i\omega_{21}t]\mathcal{V}_{12} \\ c_2 &= -\frac{i}{\hbar}c_1 \exp[i\omega_{21}t]\mathcal{V}_{21} - \frac{i}{\hbar}c_3 \exp[i\omega_{23}t]\mathcal{V}_{23} \end{aligned}$$

$$\dot{c}_3 = -\frac{i}{\hbar} c_2 \exp[-i\omega_{23}t] \mathcal{V}_{32} \quad (7.4)$$

En esta expresión los términos dependientes del tiempo son, en la aproximación dipolar eléctrica,

$$\begin{aligned} \mathcal{V}_{12} &= -eE_p \hat{\epsilon}_p \cdot \vec{r}_{12} \cos(\omega_p t) = \mathcal{V}_{21} \\ \mathcal{V}_{23} &= -eE_c \hat{\epsilon}_c \cdot \vec{r}_{23} \cos(\omega_c t) = \mathcal{V}_{32} \end{aligned} \quad (7.5)$$

Definimos las *frecuencias de Rabi*¹ Ω_p y Ω_c como

$$\begin{aligned} \Omega_p &= -\frac{eE_p \hat{\epsilon}_p \cdot \vec{r}_{12}}{2\hbar} \\ \Omega_c &= -\frac{eE_c \hat{\epsilon}_c \cdot \vec{r}_{23}}{2\hbar} \end{aligned} \quad (7.6)$$

Desarrollamos los términos que tienen coseno en exponentiales complejas y hacemos la aproximación de *onda rotante*, esto es despreciamos los términos que tienen exponentiales con las sumas de frecuencias $\omega_p + \omega_{21}$ y $\omega_c + \omega_{23}$ que cambian rápidamente comparados con los términos "lentos" que tienen las diferencias de frecuencia $\delta_p = \omega_p - \omega_{21}$ y $\delta_c = \omega_c - \omega_{23}$. Sustituyendo en las ecuaciones 7.4 se obtiene

$$\begin{aligned} \dot{c}_1 &= -ic_2 \Omega_p \exp[i\delta_p t] \\ \dot{c}_2 &= -ic_1 \Omega_p \exp[-i\delta_p t] - ic_3 \Omega_c \exp[-i\delta_c t] \\ \dot{c}_3 &= -ic_2 \Omega_c \exp[i\delta_c t] \end{aligned} \quad (7.7)$$

Por último escribimos los coeficientes

$$\begin{aligned} c_1 &= \exp[i\delta_p t] d_1 \\ c_2 &= d_2 \\ c_3 &= \exp[i\delta_c t] d_3 \end{aligned} \quad (7.8)$$

resultando las siguientes ecuaciones para los nuevos coeficientes

$$\begin{aligned} \dot{d}_1 &= -i\delta_c d_1 - i\Omega_p d_2 \\ \dot{d}_2 &= -i\Omega_p d_1 - i\Omega_c d_3 \\ \dot{d}_3 &= -i\delta_c d_3 - i\Omega_c d_2 \end{aligned} \quad (7.9)$$

¹Hay un factor de dos diferente en esta definición de la frecuencia de Rabi respecto a la que se utilizó en el ejercicio del capítulo anterior.

Estas ecuaciones se pueden escribir de manera matricial como

$$\dot{\vec{d}} = -i\mathbf{M}\vec{d} \quad (7.10)$$

donde \vec{d} es el vector (columna) formado por los coeficientes d_1 , d_2 y d_3 y la matriz \mathbf{M} es

$$\mathbf{M} = \begin{pmatrix} \delta_p & \Omega_p & 0 \\ \Omega_p & 0 & \Omega_c \\ 0 & \Omega_c & \delta_c \end{pmatrix} \quad (7.11)$$

Por el momento supongamos que los elementos de esta matriz son constantes. Entonces podemos pensar en obtener la matriz (ortogonal) que la diagonaliza. Para simplificar el tratamiento supondremos que las diferencias en frecuencias respecto al estado 2 son las mismas para cada onda. Esto es, se satisface que $\delta_p = E_1 + \hbar\omega_p = E_3 + \hbar\omega_c = \delta_c$. En este caso la matriz es

$$\mathbf{M} = \begin{pmatrix} \delta_p & \Omega_p & 0 \\ \Omega_p & 0 & \Omega_c \\ 0 & \Omega_c & \delta_p \end{pmatrix} \quad (7.12)$$

Si diagonalizamos esta matriz y obtenemos sus eigenvectores entonces tendremos estados que evolucionan de manera desacoplada. La ecuación característica es

$$(\delta_p - \lambda)(\lambda^2 - \delta_p\lambda - \Omega_p^2 - \Omega_c^2) = 0 \quad (7.13)$$

Los eigenvalores son las raíces de esta ecuación

$$\begin{aligned} \lambda_0 &= \delta_p \\ \lambda_{\pm} &= \frac{\delta_p \pm \sqrt{\delta_p^2 + 4\Omega_p^2 + 4\Omega_c^2}}{2} \end{aligned} \quad (7.14)$$

y con ellos se pueden obtener los eigenvectores. Nos interesa el eigenvector que corresponde al eigenvalor λ_0 , que no depende de las frecuencias de Rabi de los campos. Sustituyendo en las ecuaciones 7.9 se obtiene:

$$\vec{d}_0 = \begin{pmatrix} \frac{\Omega_c}{\sqrt{\Omega_p^2 + \Omega_c^2}} \\ 0 \\ -\frac{\Omega_p}{\sqrt{\Omega_p^2 + \Omega_c^2}} \end{pmatrix} \quad (7.15)$$

Este estado es particularmente interesante porque es una superposición de los estados 1 y 3 únicamente. Esto es, en ningún momento pasa el átomo

por el estado 2. Si se prepara al átomo en esta superposición cuántica no absorberá energía de la radiación electromagnética. Se habla entonces de un *estado oscuro*.

Hemos estudiado con cierto detalle el estado oscuro de un átomo de tres niveles porque da lugar a aplicaciones interesantes relacionadas con el uso de radiación para la manipulación de estados cuánticos. Las aplicaciones que más destacan son la transparencia inducida electromagnéticamente, la reducción de la velocidad de propagación de la luz en un vapor atómico, la transferencia adiabática de población y el atrapamiento coherente de población que selecciona velocidades [9].

Transparencia electromagnéticamente inducida.

En este caso se modifica la absorción del haz que acopla, por ejemplo, la transición $1 \leftrightarrow 2$, con una desintonía δ_p y que en condiciones normales es fuertemente absorbido por los átomos. Cuando éstos se exponen también a un haz intenso, coherente con el primero y con la desintonía $\delta_c = \delta_p$ dejan de absorber el primer haz, haciendo que el medio se vuelva transparente.

Como ejemplo, en la figura 7.5 se muestra la señal de absorción electromagnéticamente inducida en rubidio para la configuración *en escalera* $5s \rightarrow 5p_{3/2} \rightarrow 5d_{5/2}$. Se trata de la gráfica de la intensidad de un láser de diodos que atraviesa una celda con vapor de rubidio atómico sintonizado en la región de la excitación $5s \rightarrow 5p_{3/2}$. En dirección contrapropagante se agregó un láser intenso, sintonizado a la excitación $5p_{3/2} \rightarrow 5d_{5/2}$. Se observa la absorción $5s \rightarrow 5p_{3/2}$ del vapor atómico en forma de pozos ensanchados por efecto Doppler. El láser intenso induce la transparencia cerca del fondo de cada pozo, misma que se refleja en los picos en los que aumenta la transmisión.

Reducción de la velocidad de la luz.

El cambio en el coeficiente de absorción producido por el estado oscuro también puede ser empleado para modificar el índice de refracción del vapor atómico en la región de la resonancia. Como los cambios ocurren en intervalos de frecuencia muy reducidos esto da lugar a cambios grandes en la velocidad de grupo de la luz en el medio. De esta manera se utiliza el estado oscuro para producir luz extremadamente lenta.

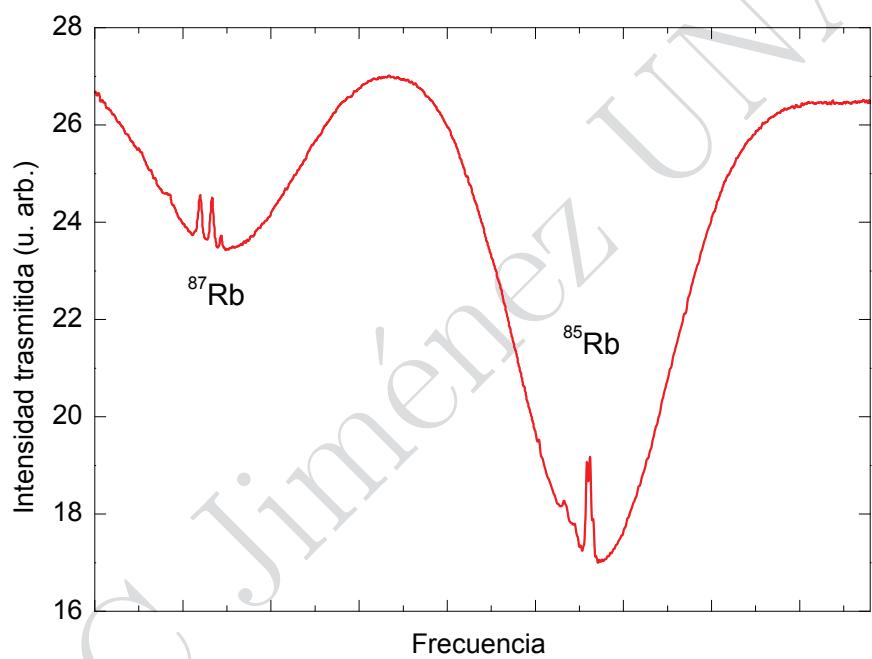


Figura 7.5: Transparencia electromagnéticamente inducida en un vapor de rubidio atómico.

Transferencia adiabática de población.

Supongamos ahora que permitimos que las frecuencias de Rabi cambien lentamente con el tiempo. Regresemos a la expresión para el estado oscuro (ecuación 7.15), donde ahora los coeficientes de expansión dependen del tiempo:

$$\psi = \frac{\Omega_c(t)\phi_1 - \Omega_p(t)\phi_2}{\sqrt{\Omega_p^2 + \Omega_c^2}} \exp(i\delta t) \quad (7.16)$$

Si las ondas se encienden de una manera *constraintuitiva*, esto es, se inicia con la radiación Ω_c que acopla los estados 2 y 3 y luego se enciende la radiación resonante entre 1 y 2 Ω_p , se genera un estado oscuro que inicialmente se encuentra en el estado 1 y que al final del proceso acaba en el estado 3 *sin pasar nunca* por el estado intermedio 2. Esto se ilustra de manera gráfica en la figura 7.6, donde se tienen dos pulsos de excitación de la misma anchura temporal y de la misma altura en términos de la frecuencia de Rabi, aplicados en secuencia cotraininguitiva. En el panel superior se muestran los cuadrados de los coeficientes en la expansión, y que son por tanto las poblaciones instantáneas en cada uno de los estados. De esta manera se puede transferir de manera íntegra la población atómica del estado 1 al estado 3 sin perder población al pasar por el estado 2. Los campos Ω_c y Ω_p deben ser encendidos de manera suficientemente lenta para garantizar que siempre nos mantenemos en el estado oscuro, y no hay transiciones a cualesquiera de los otros dos estados solución del sistema de ecuaciones. De manera equivalente, pedimos que el estado solución del sistema sea en todo momento un eigenestado de la matriz de evolución \mathbf{M} .

Atrapamiento coherente de población que selecciona velocidad.

Aplicaremos el tratamiento del estado oscuro a un átomo que se mueve con velocidad \vec{v} en el marco de referencia del laboratorio. Las frecuencias de los haces sufrirán corrimientos Doppler dados por $\vec{k}_p \cdot \vec{v}$ y $\vec{k}_c \cdot \vec{v}$. Para el sistema en lambda estos dos corrimientos tienen signos opuestos y por tanto la condición para estado oscuro $\delta_c = \delta_p$ se satisface sólo para átomos con velocidad cero. Esto es, un átomo en reposo puede existir en el estado oscuro, pero tan pronto se empieza a mover se sale del estado oscuro. El proceso coherente de interacción con la luz puede ser utilizado para seleccionar velocidades, y además los átomos con velocidad cero pueden ser atrapados en el estado oscuro [9].

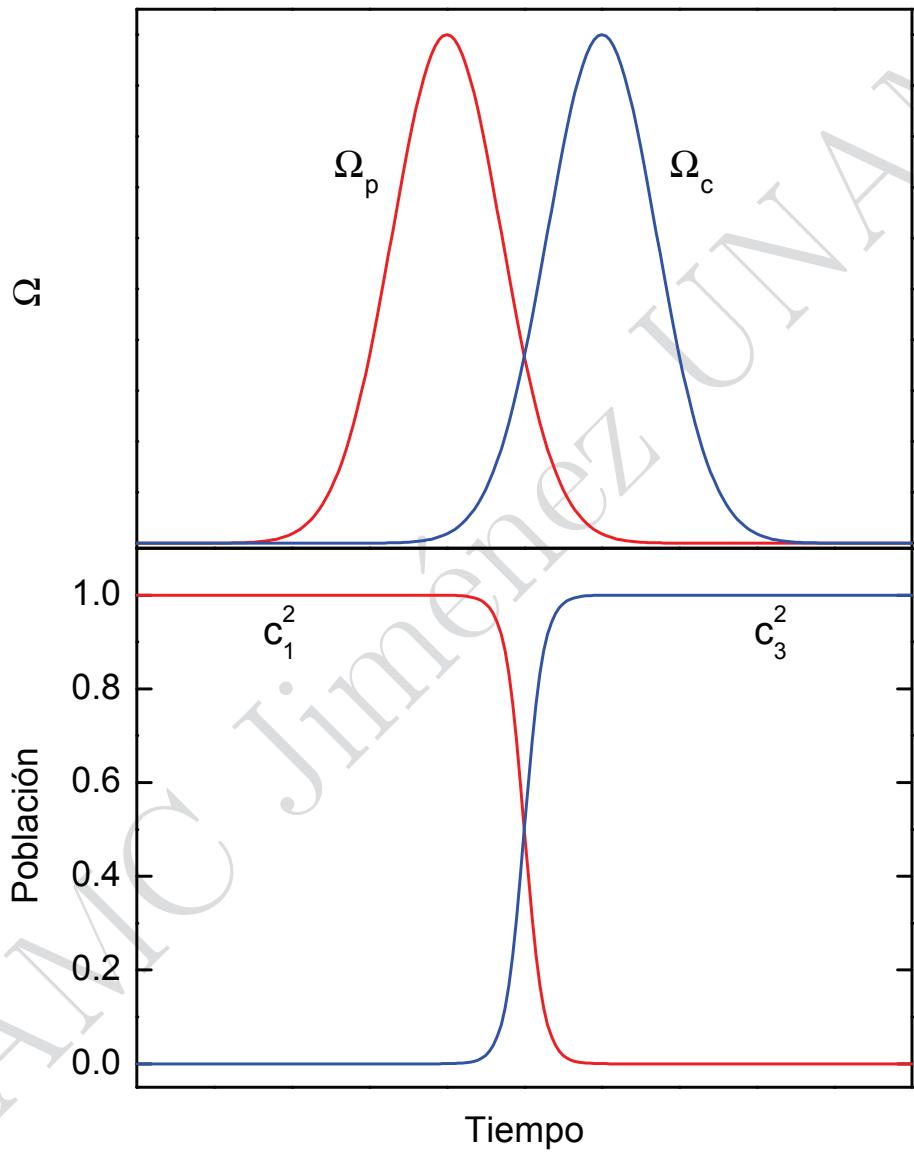


Figura 7.6: Transferencia adiabática de población por pulsos aplicados en secuencia contraintuitiva.

Efecto Autler-Townes.

Por último, consideremos el caso del átomo de tres niveles en presencia de dos ondas electromagnéticas, descrito por la ecuación 7.11, pero bajo las siguientes suposiciones: la radiación que conecta los niveles 1 y 2 está en resonancia ($\delta_p = 0$) y su intensidad es mucho mayor que la de la radiación que conecta los niveles 2 y 3 ($\Omega_p \gg \Omega_c$). En este caso la matriz que hay que diagonalizar, si se desprecia completamente Ω_c , es la siguiente:

$$\mathbf{M} = \begin{pmatrix} 0 & \Omega_p & 0 \\ \Omega_p & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \delta_c \end{pmatrix} \quad (7.17)$$

cuyos eigenvectores son

$$\begin{aligned} |\pm\rangle &= \frac{|1\rangle \pm |2\rangle}{\sqrt{2}} \\ |0\rangle &= |3\rangle \end{aligned} \quad (7.18)$$

con los respectivos eigenvalores

$$\begin{aligned} E_{\pm} &= \pm \frac{\Omega_p}{2} \\ E_0 &= \delta_c \end{aligned} \quad (7.19)$$

Entonces, por efecto de la interacción del átomo con el haz intenso (Ω_p) se produce una mezcla de los niveles $|1\rangle$ y $|2\rangle$ en donde los dos nuevos estados están separados por la frecuencia Ω_p . Al barrer la frecuencia del haz de prueba δ_c aparecerán dos picos de absorción, con una separación igual a la frecuencia de Rabi del haz intenso (Ω_p).

En la figura 7.7 se muestra este efecto medido en un vapor atómico de rubidio. En este caso los niveles de energía son el $5s_{1/2}$, el $5p_{3/2}$ y el $6p_{3/2}$ y se encuentran en la configuración de *escalera*. La transición intensa es la dipolar eléctrica entre los niveles $5s_{1/2}$ y $5p_{3/2}$ a 780 nm. Se utiliza la transición prohibida $5p_{3/2} \rightarrow 6p_{3/2}$ a 911 nm para probar el efecto Autler-Townes. En (a) se muestra un espectro que se obtiene al barrer la frecuencia del haz de prueba (911 nm) cuando la potencia del haz intenso está por debajo de saturación. En (b) se muestra el espectro para una potencia mayor del haz intenso y es claro el desdoblamiento de los niveles de energía producido por el haz de saturación.

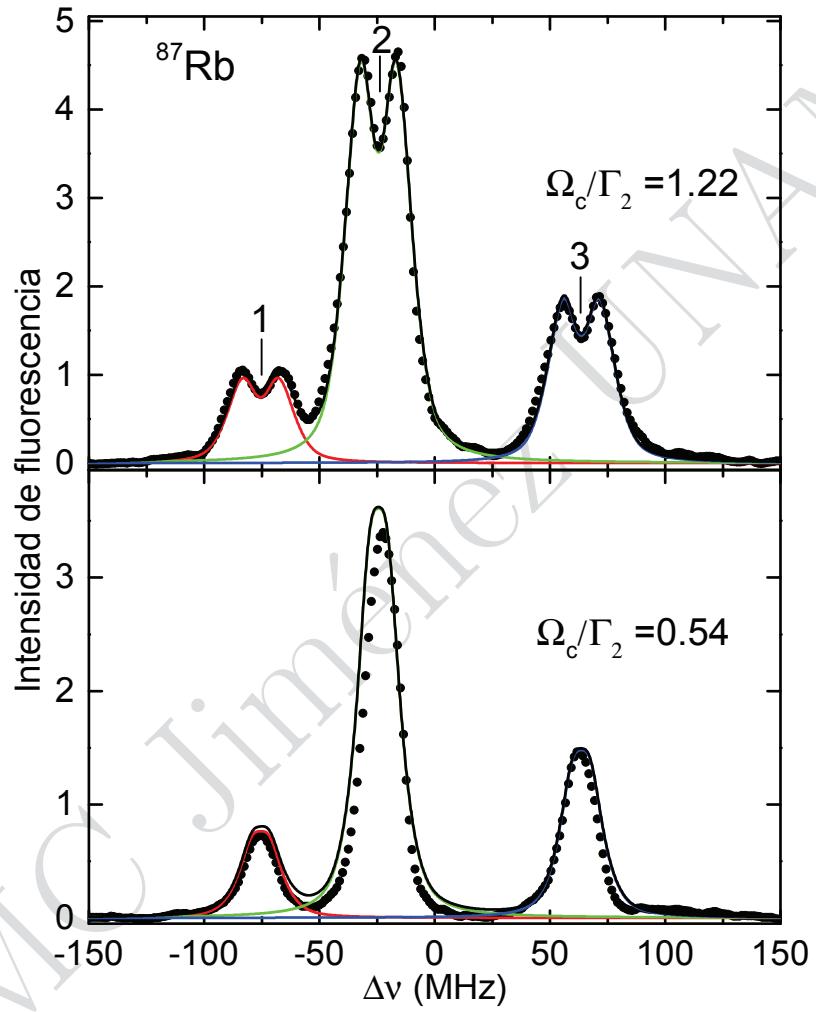


Figura 7.7: Efecto Autler-Townes en un vapor de rubidio atómico. (a) Espectro con la intensidad del haz a 780 nm por debajo de la intensidad de saturación y (b) con la intensidad por encima de la intensidad de saturación. La separación entre los dobletes es proporcional a la frecuencia de Rabi del haz a 780 nm.

7.3. Atomos fríos.

Cuando estudiamos la interacción entre un átomo y la radiación electromagnética nos concentraremos en los cambios que la radiación produce en los estados de energía interna del átomo. Sin embargo la radiación también puede modificar el movimiento del centro de masa del átomo. Un fotón, además de portar un cuantos de energía $h\nu$ también tiene un momento lineal igual a $\hbar\vec{k}$, donde $|\vec{k}| = 2\pi/\lambda$. En la absorción de un fotón el átomo no solo cambia su energía y momento angular, sino también su momento lineal. Si el proceso de absorción es seguido por emisión espontánea se da también un cambio de momento lineal $\hbar\vec{k}$ pero en este caso en una dirección arbitraria. Esto da lugar a la *presión de radiación*. Un haz láser casi-resonante con los niveles de energía de un átomo tiene entonces también un efecto mecánico sobre la materia. Este efecto mecánico puede ser empleado, por ejemplo, para frenar y por tanto enfriar a los átomos en un gas. Para ello se utiliza también el efecto Doppler. Si se sintoniza el haz de luz a una frecuencia ligeramente más baja que la resonante (se habla de desintonía hacia el rojo, independientemente de la región del espectro en la que se encuentra la transición) el efecto Doppler hace que se acerque a resonancia para átomos que se mueven en dirección opuesta a \vec{k} . De esta manera los átomos que se mueven contra el haz absorberán más fotones y por tanto disminuirán su velocidad. A este proceso se le llama de enfriamiento Doppler. El cambio de momento del átomo por absorción de un fotón es bastante pequeño $\delta p = h\nu/c$. Para conseguir entonces una disminución significativa en la velocidad del átomo es necesario repetir muchas veces el proceso. Se necesita entonces que entre los niveles de energía del átomo se tengan dos que den lugar a un ciclo cerrado. Esto es, al absorber un fotón el átomo pasa del estado $|0\rangle$ al $|1\rangle$ y el decaimiento espontáneo del estado $|1\rangle$ es sólo al estado $|0\rangle$. Si además se tiene un conjunto de seis haces iguales, desintonizados hacia el rojo de la transición (figura 7.8), se consigue lo que se conoce como melaza óptica. Los átomos se mueven en un medio muy viscoso y pronto disminuyen su velocidad.

Podemos hacer un modelo simple de la fuerza que actúa sobre un átomo en presencia de dos haces idénticos, desintonizados hacia el rojo de la transición en ciclo cerrado y contrapropagándose. Sabemos que en cada proceso de absorción de un fotón el átomo cambia su momento en $\hbar\vec{k}$. También, la tasa de absorción de fotones (número de procesos de absorción en la unidad de

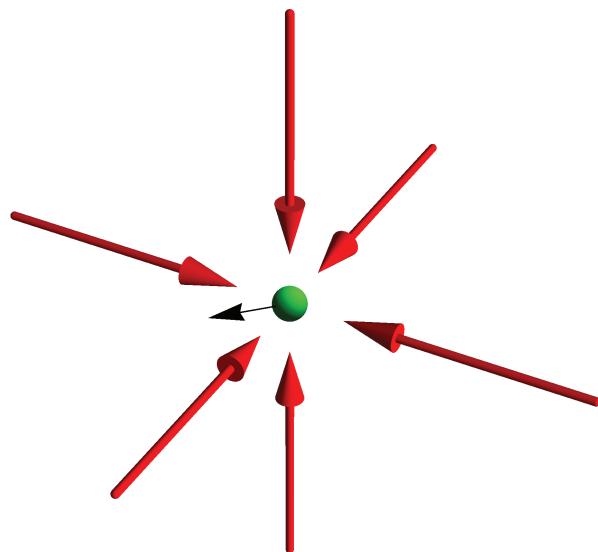


Figura 7.8: Melaza óptica.

tiempo) está dada por²

$$R = \frac{\Gamma}{2} \frac{\Omega^2/2}{\Delta'^2 + \Omega^2/2 + \Gamma^2/4} \quad (7.20)$$

Donde $\Omega = \varphi E_0/\hbar = erE_0/\hbar$ es la frecuencia de Rabi (ecuación 6.72), Γ es la anchura media por decaimiento espontáneo (el recíproco de la vida media) y Δ' es la desintonía de la radiación de la frecuencia atómica. Por otra parte la intensidad de la radiación está relacionada con el campo eléctrico por $I = \epsilon_0 c |E_0|^2/2$ de donde podemos despejar E_0 para sustituirlo en el cuadrado de la frecuencia de Rabi que resulta $\Omega^2 = \varphi^2 2I/\hbar^2 \epsilon_0 c$. Sustituyendo esta expresión en la tasa de absorción de fotones (ec. 7.20) se obtiene

$$R = \frac{\Gamma}{2} \frac{\varphi^2 I / \hbar^2 \epsilon_0 c}{\Delta'^2 + \varphi^2 I / \hbar^2 \epsilon_0 c + \Gamma^2 / 4} \quad (7.21)$$

Dividiendo numerador y denominador de esta expresión entre $\Gamma^2/4$ y llamando $I_s = (\epsilon_0 c \hbar^2 \Gamma) / (4\varphi^2)$ (intensidad de saturación) resulta una fuerza de radiación

$$F_r = \hbar k R = \hbar k \frac{\Gamma}{2} \frac{I/I_s}{1 + I/I_s + 4\Delta'^2/\Gamma^2} \quad (7.22)$$

Para un átomo en movimiento la desintonía tiene dos contribuciones. La primera es la desintonía del haz de la frecuencia resonante $\Delta_0 = \omega_{ab} - \omega$ y la segunda es la desintonía Doppler $-\vec{k} \cdot \vec{v}$. Por tanto $\Delta' = \Delta_0 - \vec{k} \cdot \vec{v}$. Supongamos ahora que tenemos dos haces de la misma intensidad contrapropagándose (los vectores de propagación son \vec{k} y $-\vec{k}$). Ahora debemos sumar las dos fuerzas. Si la desintonía Doppler es mucho menor que Δ_0 se puede hacer la expansión de los denominadores, resultando una fuerza sobre el átomo

$$\vec{F} = \hbar k \frac{\Gamma}{2} \frac{16 \vec{k} \cdot \vec{v} (I/I_s) \Delta_0 / \Gamma^2}{[1 + I/I_s + 4\Delta_0^2/\Gamma^2]^2} \quad (7.23)$$

Si $\Delta_0 < 0$ se tiene una fuerza viscosa que se opone el movimiento.

En una melaza óptica se dan también procesos de enfriamiento sub-Doppler que permiten disminuir la temperatura de los átomos a unos μK . Los detalles de este enfriamiento sub-Doppler no serán considerados aquí y pueden ser encontrados, por ejemplo, en los textos de Foot [13], de Budker, Kimball y DeMille [8], y de Metcalf y van der Straten [22].

²Ver por ejemplo cómo se obtiene esta expresión en Foot [13].

También es posible emplear el efecto combinado de los seis haces desintonizados hacia el rojo de una transición atómica y un gradiente de campo magnético para atrapar átomos fríos. Esto es, escogiendo la polarización de los haces y agregando un campo magnético cuadrupolar es posible generar un potencial que depende, a primera aproximación, de manera cuadrática con la distancia de separación del cero del campo y que da lugar, por consiguiente, a una fuerza restauradora. Para entender este efecto consideremos un átomo con $J = 0$ en el estado base y $J = 1$ en el estado excitado en presencia de un campo magnético que crece linealmente con la posición de acuerdo con $B = B_0 z$. Por efecto Zeeman los niveles de energía se desdoblán como se indica en la figura 7.9. El estado base con $J = 0$ no se desdobra y el estado excitado se desdobra en los subniveles $M_J = -1, 0$ y 1 . La energía de desdoblamiento está dada por $g_J \mu_B B_0 M_J z$ y depende linealmente con la posición. El campo magnético introduce una desintonía que depende de la posición y también del valor de M_J . Supongamos que el haz que se propaga en la dirección en la que crece z está circularmente polarizado con polarización σ^+ (derecha) y el haz que se contrapropaga tiene polarización σ^- (izquierda). Para $z < 0$ el subnivel $M_J = +1$ estará más cerca de sintonía que los subniveles $M_J = 0$ o -1 y por tanto se absorberán más fotones del haz que satisface $\Delta M = +1$ que es el haz σ^+ . Por tanto un átomo con $z < 0$ siente una fuerza que lo empuja hacia $z = 0$. Lo mismo ocurre para un átomo con $z > 0$. En este caso el nivel $M_J = -1$ se acerca a sintonía y el átomo absorbe preferentemente fotones del haz σ^- . Se consigue así una fuerza restauradora que depende de la posición. Una trampa magneto-óptica es entonces un conjunto de tres pares de haces que se contrapropagan en las tres dimensiones, con polarizaciones circulares derecha e izquierda cada par, en presencia de un campo cuadrupolar magnético que se genera por dos bobinas por las que circulan corrientes encontradas, en lo que se conoce como configuración anti-Helmholtz. Un esquema de este arreglo se muestra en la figura 7.10

Rubidio es un átomo especialmente cómodo para atrapar. Es un átomo alcalino con un electrón $5s$ fuera de capas cerradas en el estado base. La configuración excitada $5p$ da lugar a los estados con $J = 1/2$ y $3/2$. El isótopo ^{87}Rb tiene un espín nuclear que da lugar a una estructura hiperfina de los niveles base $5s$ y excitado $5p_{3/2}$ que se muestran en la figura 7.11. La transición $F = 2 \rightarrow F' = 3$ da lugar a un ciclo cerrado (¿por qué?) que puede ser empleado para atrapamiento. Esta transición ocurre para radiación de una longitud de onda de 780 nm , en el infrarrojo cercano. Es posible conseguir diodos láser sintonizables que emitan a esta longitud de onda. En la figura

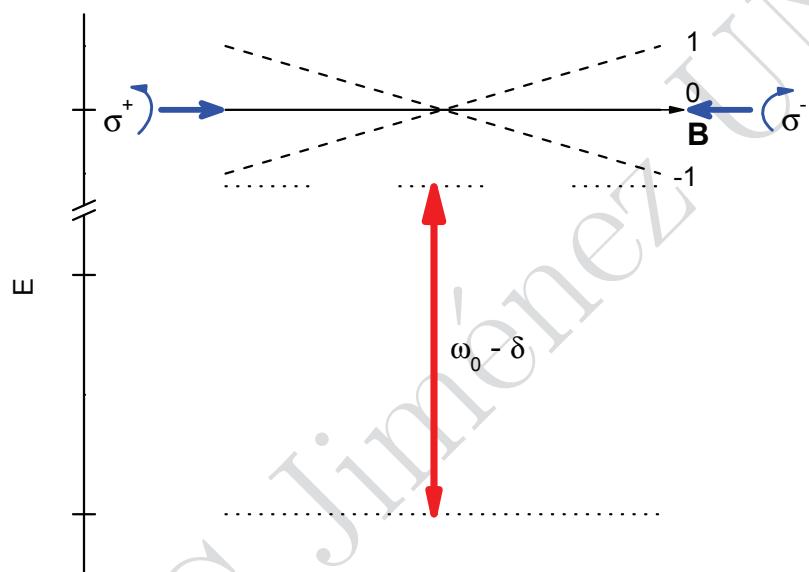


Figura 7.9: Sintonía Zeeman de niveles de energía

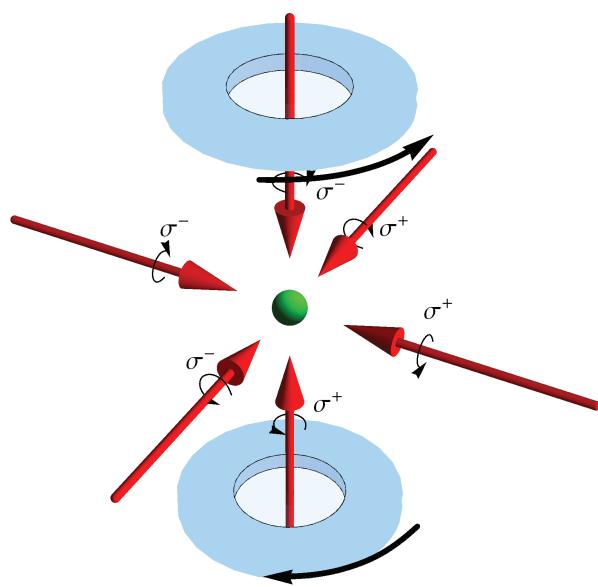


Figura 7.10: Esquema de una trampa magneto-óptica.

7.12 se muestra la trampa magneto-óptica que se construyó en el laboratorio de átomos fríos del Instituto de Ciencias Nucleares de la UNAM y que se encuentra funcionando. En la figura 7.13 se muestra una nube formada por aproximadamente un millón de átomos de ^{87}Rb atrapados a una temperatura de unos $300 \mu K$.

FAMC Jiménez UNAM

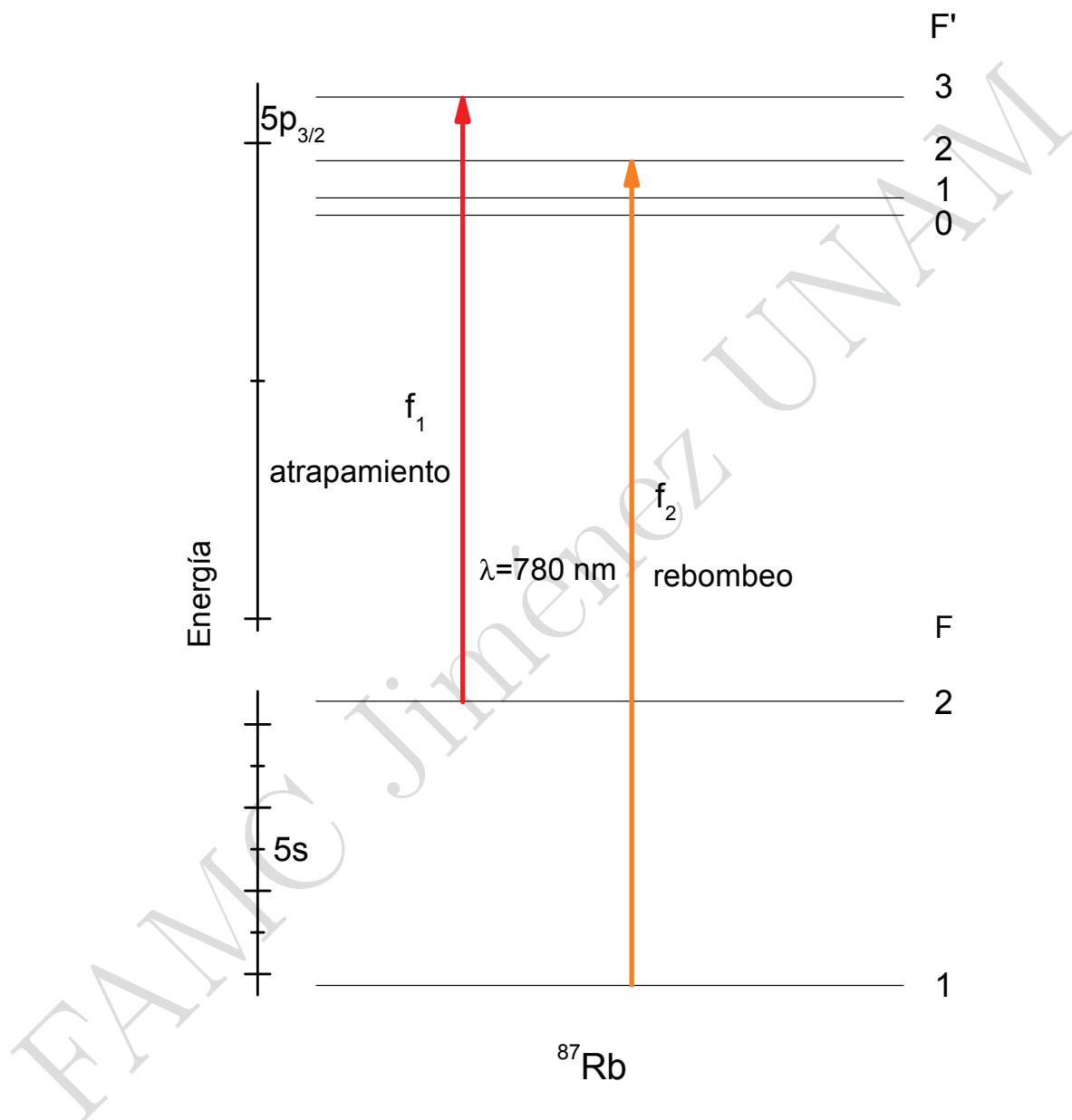


Figura 7.11: Niveles de energía de ^{87}Rb .

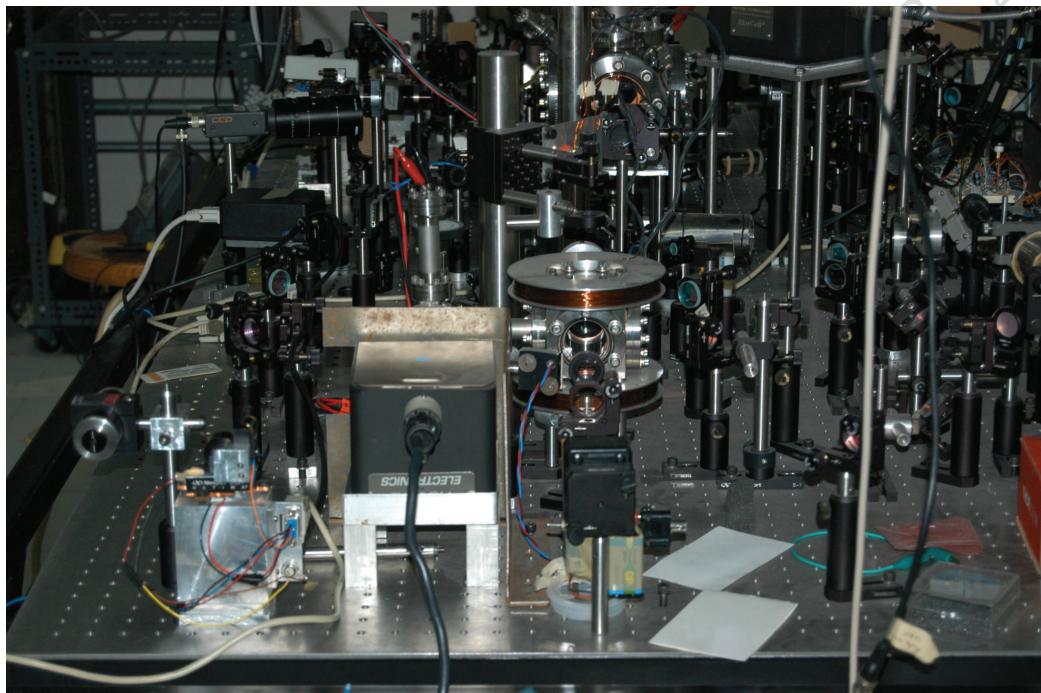


Figura 7.12: Foto de la trampa magneto-óptica del Instituto de Ciencias Nucleares de la UNAM.

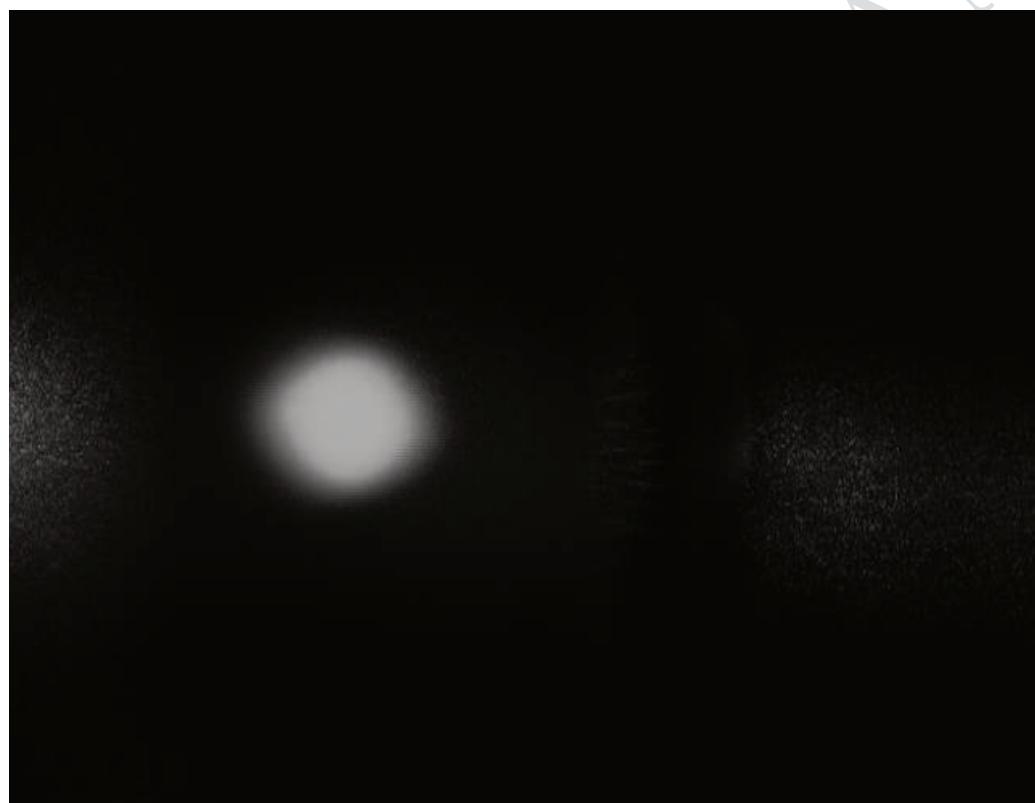


Figura 7.13: Fotografía infrarroja de una nube de átomos de ^{87}Rb enfriados y atrapados.